



TITLE:

相分離における系の構造関数の漸近形:  $K^4$ (長期研究会「パターン形成、運動およびその統計」, 研究会報告)

AUTHOR(S):

古川, 浩

---

CITATION:

古川, 浩. 相分離における系の構造関数の漸近形:  $K^4$ (長期研究会「パターン形成、運動およびその統計」, 研究会報告). 物性研究 1989, 52(4): 315-316

ISSUE DATE:

1989-07-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/93658>

RIGHT:

相分離における系の構造関数の漸近形  $\sim k^{-4}$ 

山口大学教育学部 古川浩

保存系の相分離のダイナミックスにおいて構造関数  $S_k$  は波数  $k$  ゼロの極限で時間的に一定の値をとらねばならない。このことから十分時間がたった後  $S_0$  は事実上ゼロとおける。従って  $k$  の小さい所で  $S_k \propto k^2$  と展開出来るだろう、との予想があった。事実、このことは熱的なゆらぎの効果が大きい場合は正しい。しかし一般に十分時間が経過した後熱的ゆらぎは無視出来る。そうなると  $k^2$  の展開が怪しいものとなる。 $S_k$  の展開の最低次の項は  $k^2$  ではなさそうだとする実験結果もあったが、ハッキリした説明がなされておらず、確信が持てていなかった。最近、Y u e n g は多くの実験や s i m u l a t i o n で  $k^4$  になっている事を指摘し、同時にこのことは熱的きゆらぎが無視できるからであろうと予想した。講演者は C a h n - H i l l i a r d 方程式に対して実際に  $k^4$  であることを示した。

C a h n - H i l l i a r d e q .

$$(1) \quad d\psi_k / dt = M\mu_k(t)$$

ここで  $\psi$ 、 $\mu$  はオーダーパラメーター及びケミカルポテンシャルである。これに対して構造関数の従う方程式は

$$(2) \quad dS_k / dt = 2M^2 k^4 \int_0^t \langle \mu_k(t) \mu_k(t') \rangle dt'$$

(2) 式の被積分関数はスケイリングの拡張によって  $\langle |\mu_k|^2 \rangle U(kR(t), t'/t)$  となる。従って  $k$  が十分小さい所では

$$(3) \quad dS_k / dt \propto 2M^2 k^4 \langle |\mu_0|^2 \rangle t$$

となる。ケミカルポテンシャルは非保存量であるから  $\langle |\mu_0|^2 \rangle$  は有限の値を持つ。従って (3) から  $S_k$  は  $k$  の小さい所で  $k^4$  に比例して立ち上がる事になる。

一般に物質の流れが単純にケミカルポテンシャルの空間微分に比例する場合は  $k^4$  が成り立つ。特に固体では十分時間が立てば Cahn-Hilliard eq. が正しいと考えられるから  $k^4$  は正しいと考えられる。しかし液体では  $k^4$  が成り立つかどうかはハッキリしない。このこともあって、mobility が著しくオーダーパラメーターに依存する場合、即ち

$$(4) \quad M = M_0 (\psi_0^2 - \psi^2)$$

の場合  $S_k$  の漸近形がどうなるか調べたが、やはり  $k^4$  が成り立っている様に思われる。ここで  $\psi_0$  はバルクにおけるオーダーパラメーターの値、従って mobility は界面上でのみ値をもつ。図は (4) の場合、Oono-Puri の方法で計算した構造関数である。

## 参考文献

- II. Furukawa, J. Phys. Soc. Jpn. 58, 216 (1989); Phys. Rev. B40, No. 4 (1989) in press.
- C. Yeung, Phys. Rev. Lett. 61, 1135 (1988).
- Y. Oono and S. Puri, Phys. Rev. Lett. 58, 386 (1987); Phys. Rev. A 38, 434 (1988); ibid. 38, 1542 (1988).
- II. Tomita, Proceedings of this meeting.

